

Fizyka cząstek: detektory

prof. dr hab. A.F.Żarnecki

Zakład Cząstek i Oddziaływań Fundamentalnych IFD

Wykład IV

- Liczniki scyntylacyjne
- Kalorymetry elektromagnetyczne

Liczniki scyntylacyjne

Scyntylatory

W szeregu materiałów atomy wzbudzone na skutek jonizacji emitują fotony światła.

Jeśli materiał jest przezroczysty dla emitowanej długości światła \Rightarrow **scyntylator**

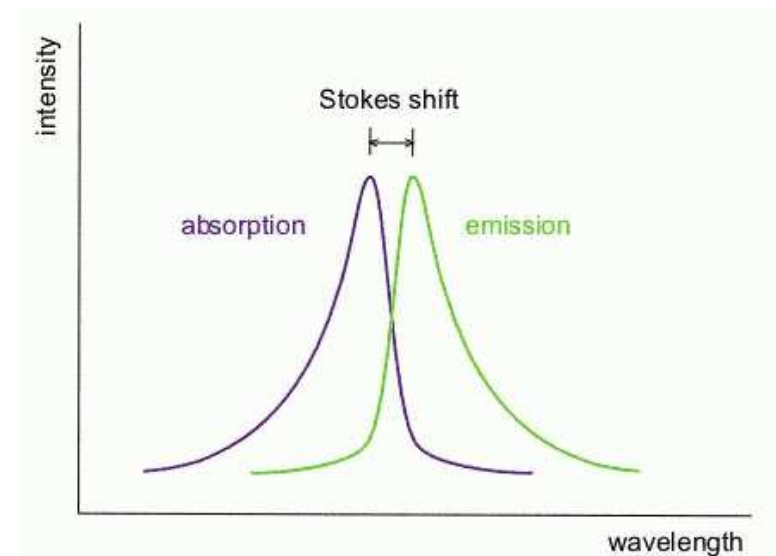
\Rightarrow mamy możliwość detekcji produkowanych fotonów

Aby fotony miały długą drogę swobodną w materiale, muszą być emitowane z poziomu do którego przejście ze stanu podstawowego jest **wzbronione**.

Inaczej byłyby bardzo szybko reabsorbowane.

Dwie podstawowe grupy materiałów:

- scyntylatory organiczne
- kryształy nieorganiczne



Liczniki scyntylacyjne

Scyntylatory organiczne

Tworzywa organiczne (plastiki) lub (dużo rzadziej) ciecze.

Generują fotony w zakresie niebieskim i zielonym, średnio 1 γ / 100 eV strat energii

⇒ w 1cm materiału cząstka minimalnej jonizacji daje $\approx 2 \times 10^4$ fotonów

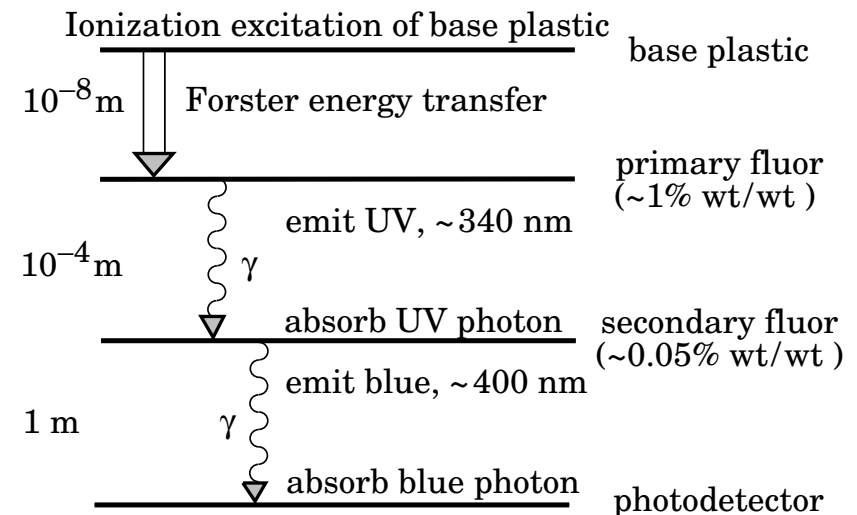
Absorpcja i reemisja fotonów przez domieszki powoduje przesunięcie długości fali do obszaru gdzie materiał jest przezroczysty.

Domieszki przyspieszają też emisję fotonów.

Nieliniowość odpowiedzi przy wysokiej jonizacji:

$$\frac{d\mathcal{L}}{dx} = \mathcal{L}_0 \frac{dE/dx}{1 + k_B dE/dx}$$

k_B - współczynnik Birks'a



Liczniki scyntylacyjne

Scyntylatory nieorganiczne

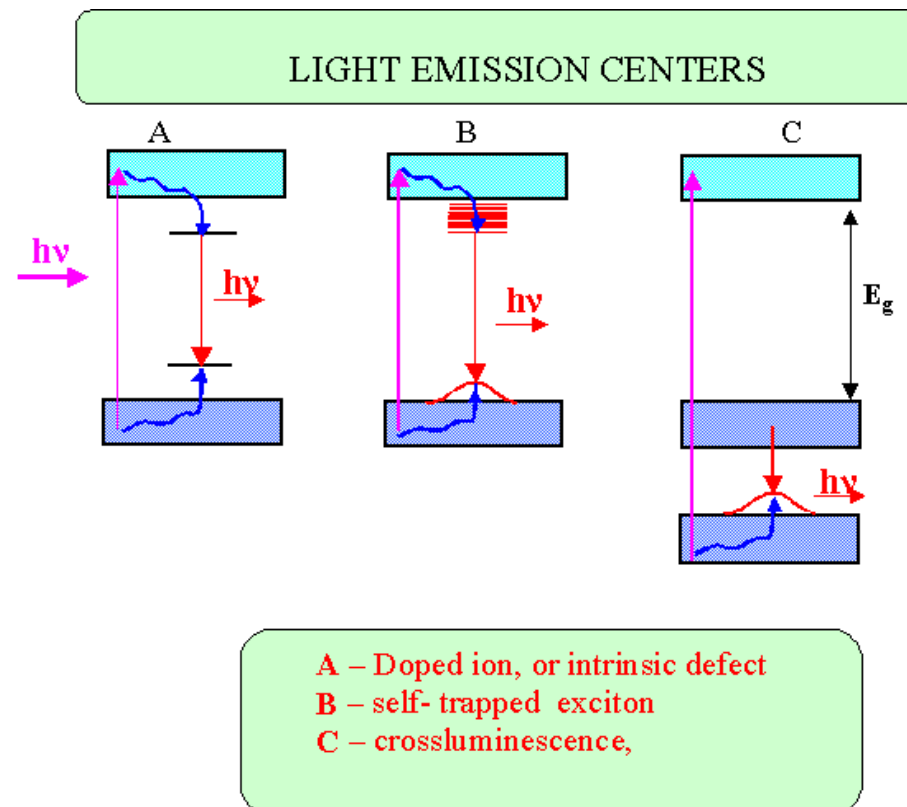
Kryształy nieorganiczne dużo gęstsze ($4-8\text{g/cm}^3$) niż scyntylatory organiczne ($\sim 1\text{g/cm}^3$)

Straty energii cząstki naładowanej powodują powstawanie par **elektron-dziura**.

Naturalne defekty lub dedykowane domieszki stanowią **“centra luminescencji”**.

Wzbudzony elektron nie wraca bezpośrednio do pasma walencyjnego, ale przechodzi przez stan metastabilny, z którego wyświecany jest foton

⇒ przesunięcie długości fali



Liczniki scyntylacyjne

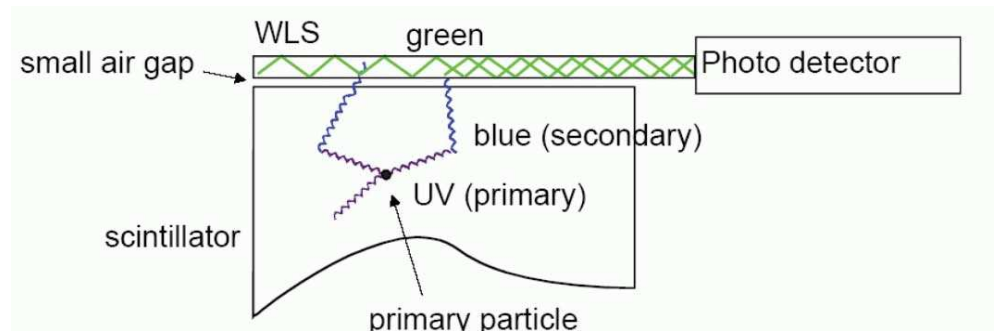
Przesunięcie długości fali

WLS - Wave Length Shifter

Materiał, który absorbuje jedną długość fali (np. ultrafiolet) i emituje w innej.

Używany, aby dopasować widmo scyntylatora do zakresu czułości detektora.

Pozwala na efektywniejsze zbieranie światła ze scyntylatora.



Minos:



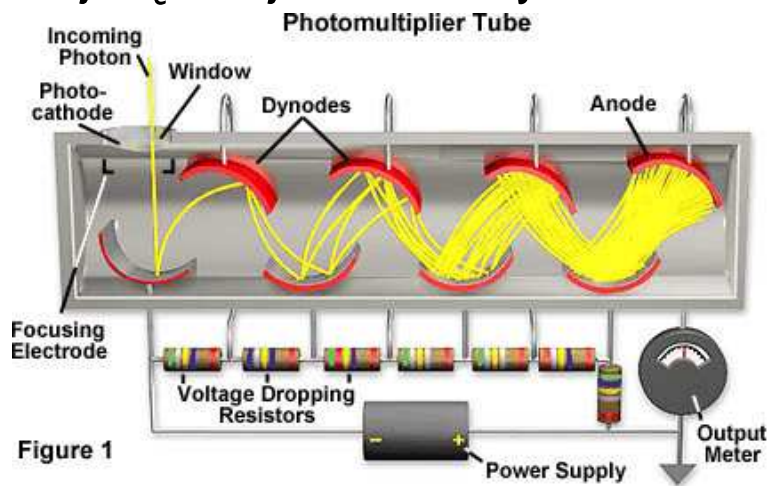
Liczniki scyntylicyjne

Detekcja fotonów

Detekcja fotonów optycznych polega na ich absorpcji w sposób prowadzący do powstania swobodnego elektronu (efekt fotoelektryczny) lub pary elektron-dziura.

Sygnał ten musi być następnie wzmacniony do mierzalnego poziomu.

Najczęściej stosowanym detektorem są fotopowielacze



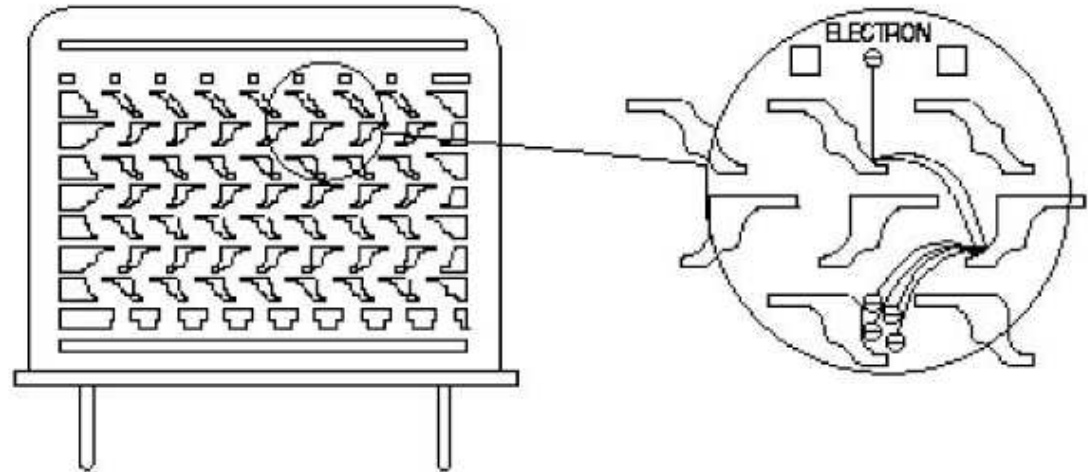
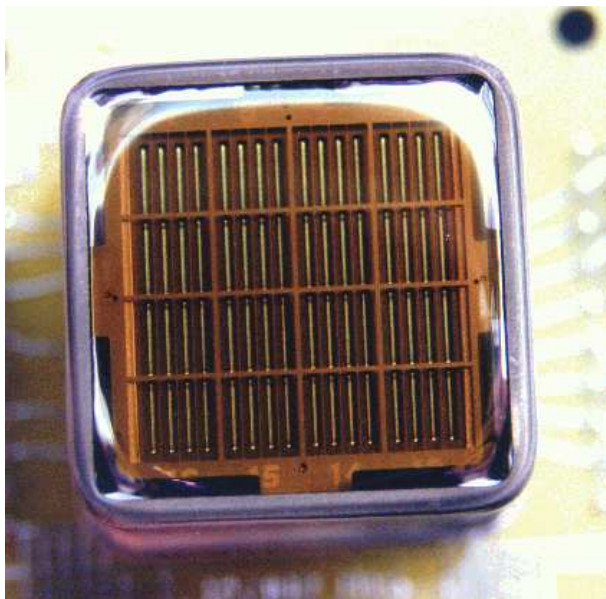
Zapewniają szeroki zakres pomiarowy (115-1100 nm), wysokie wzmocnienie (10^3 - 10^7) i szybką odpowiedź (0.7-10 ns)

Liczniki scyntylicyjne

Detekcja fotonów

Fotopowielacze są dobrze ugruntowaną technologią o szerokim zakresie zastosowań. Łączą dużą czułość z wysoką liniowością i bardzo małymi szumami.

Fotopowielacze wielokanałowe wykorzystywane w eksperymencie MINOS



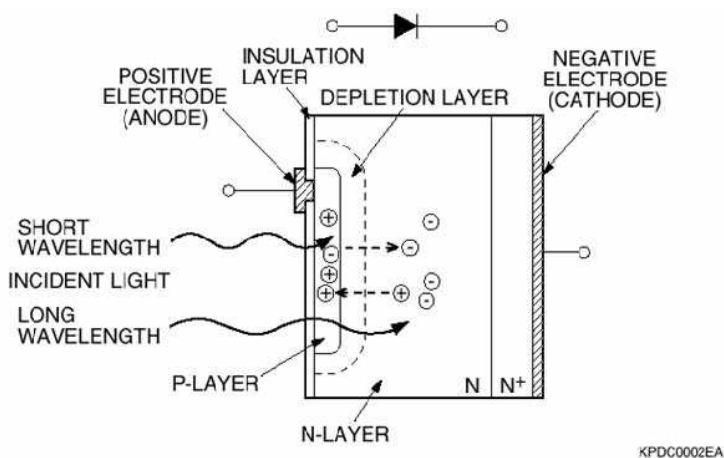
Liczniki scyntylacyjne

Rozwój technologii, zwłaszcza technologii półprzewodnikowych doprowadził do powstania wielu nowych detektorów fotonów.

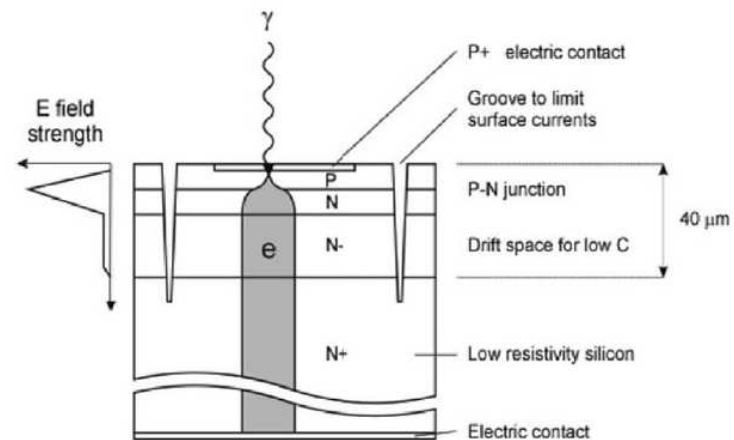
Fotodioda (Photodiode: PD)

Każdy foton powoduje powstanie tylko **jednej pary** elektron-dziura.

Bardzo dobra do mierzenia dużych sygnałów, ale brak czułości na pojedyncze fotony.



Fotodioda lawinowa (avalanche photodiode: APD) - sygnał pojedynczego fotonu jest **powielany** w bardzo silnie spolaryzowanym złączu (**krzemowy licznik Geigera-Müllera**)



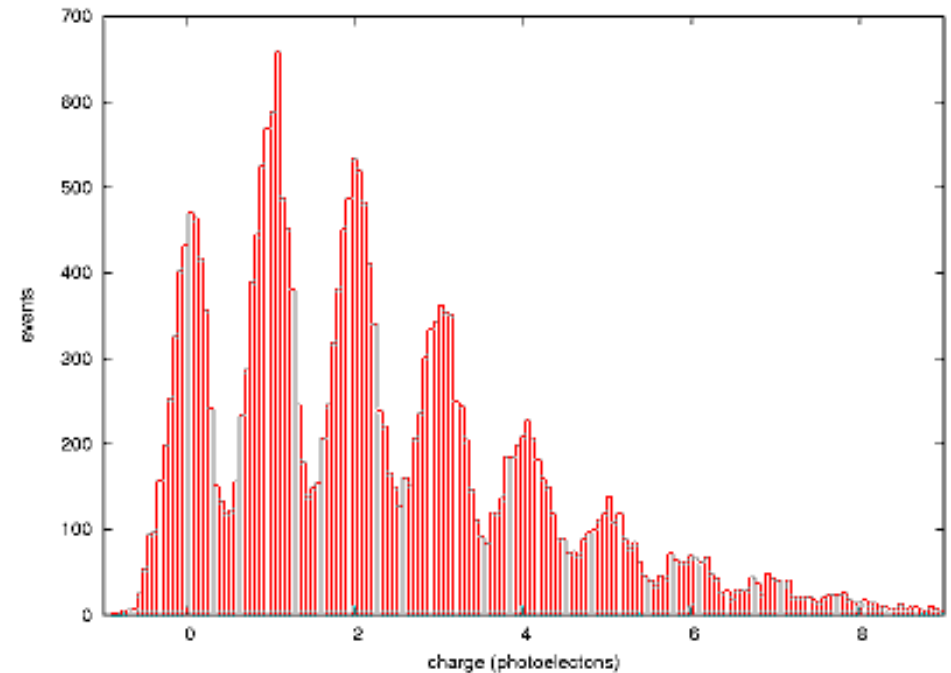
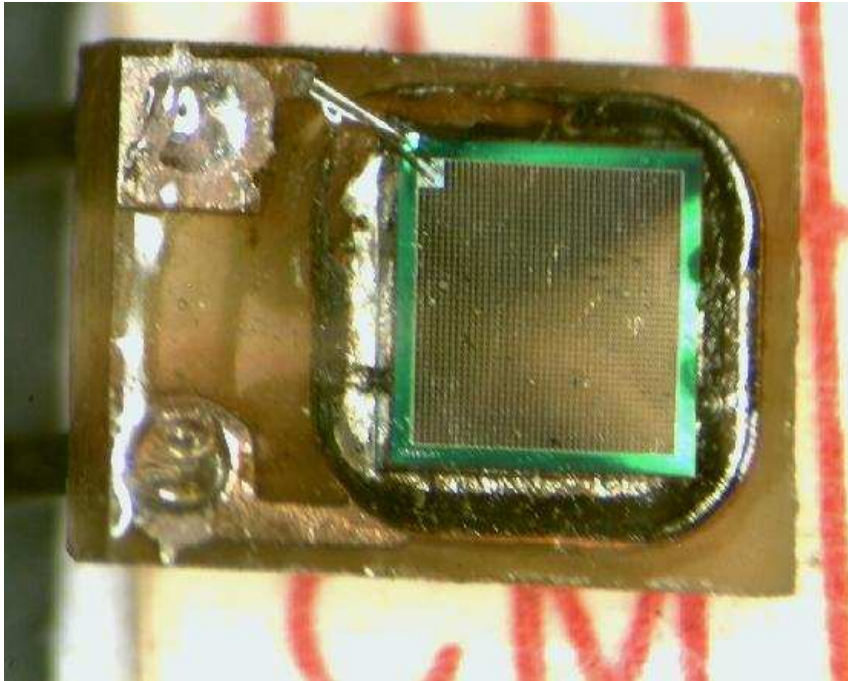
Podstawowa wada:
brak możliwości zliczania fotonów.

Liczniki scyntylacyjne

Pixlowy detektor fotonów ostatnio coraz powszechniej stosowany

Pixelized Photon Detector (PPD; kiedyś nazywany Silicon Photomultiplier SiPM)

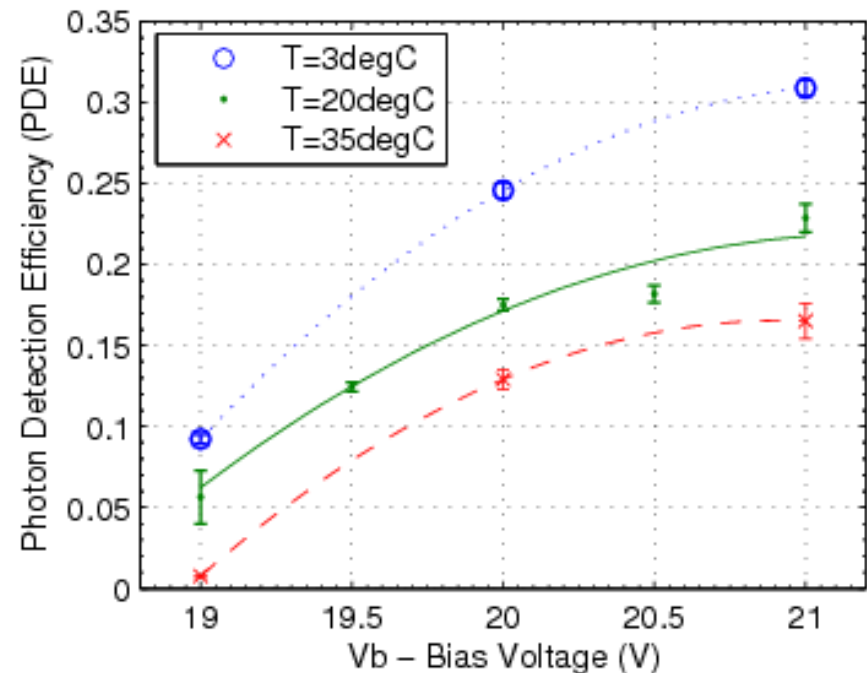
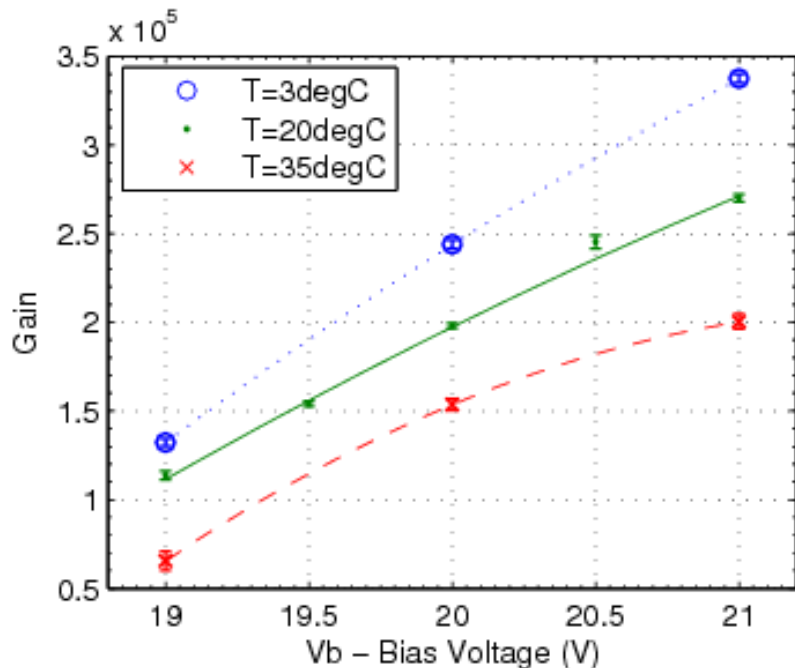
Duża ($\sim 10^3$) liczba APD na małej powierzchni ($\sim 1\text{mm}^2$) - możliwość zliczania fotonów



Liczniki scyntylicyjne

Pixlowy detektor fotonów

Wyniki pomiarów



Parametry porównywalne z PMT: wzmocnienie 10^5 - 10^6 , czas odpowiedzi ~ 1 ns.

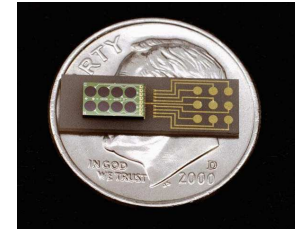
Ograniczony zakres czułości optycznej (400-550 nm), ale brak problemów z zasilaniem ($U=30$ - 60 V) i dużo mniejsze rozmiary!

Liczniki scyntylacyjne

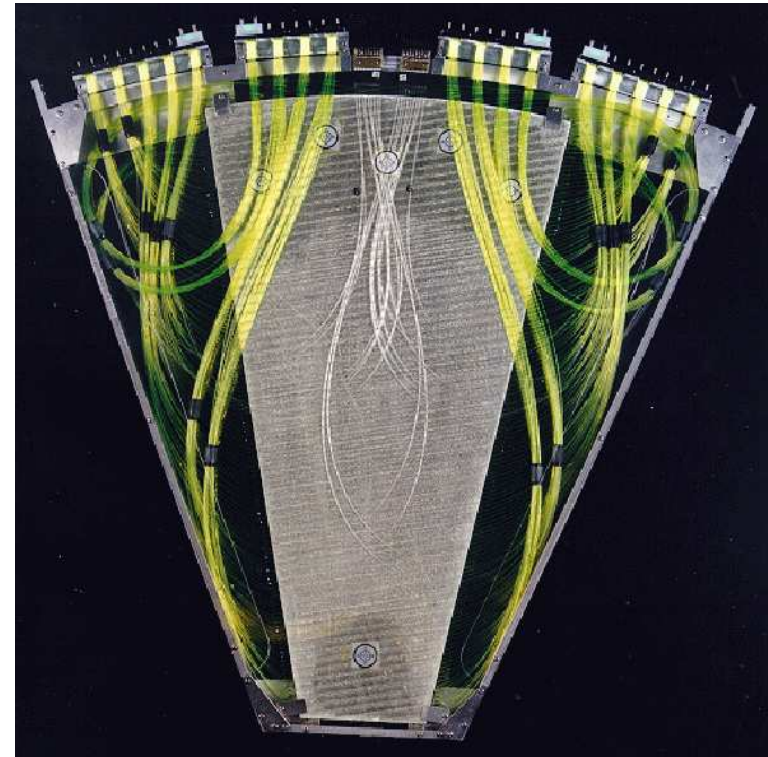
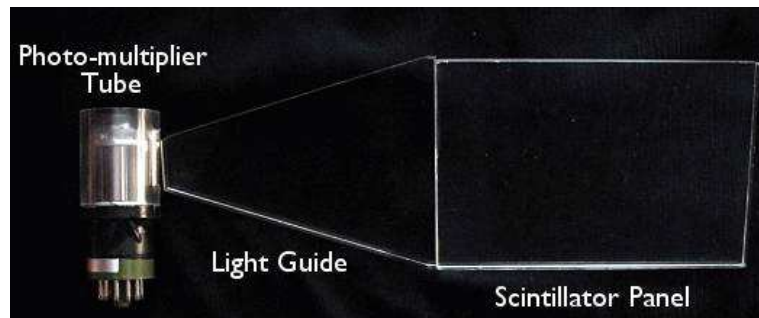
Perspektywy

Światłowody scyntylujące oraz rozwój detektorów krzemowych doprowadziły do “renesansu” detektorów scyntylacyjnych

Dziś (eksperyment D0):



Kiedyś:



Kalorymetry

Detektory śladowe umieszczone w polu magnetycznym umożliwiają dokładny pomiar pędu cząstek naładowanych.

Dokładność pomiaru maleje jednak z pędem cząstek ($\sigma(p_T) \sim p_T^2 \oplus \dots$)

⇒ rozmiary detektorów śladowych rosną liniowo z energią

Detektory śladowe są również “ślepe” na cząstki neutralne (fotony, neutrony, kaony...)

Aby móc dokładnie zrekonstruować energie wszystkich obserwowanych cząstek potrzebujemy alternatywnej metody pomiaru ⇒ kalorymetry

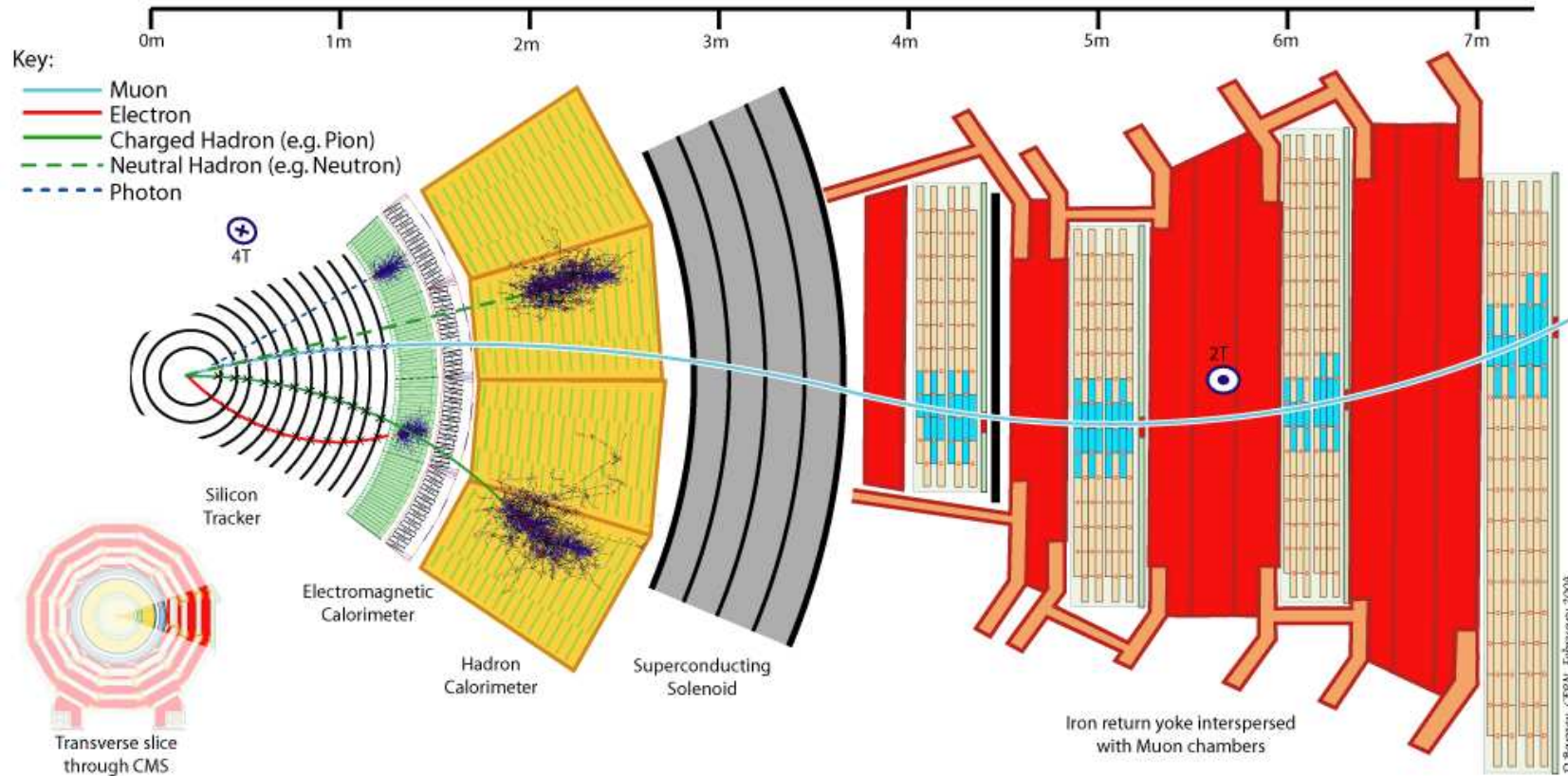
Kalorymetry: urządzenia w których wpadające cząstki lub strugi cząstek są całkowicie absorbowane, a część deponowanej energii zamieniana jest na mierzalny sygnał

W wyniku oddziaływania cząstki tworzą się kaskady cząstek wtórnych

- kalorymetry elektromagnetyczne mierzą energie elektronów i fotonów
- kalorymetry hadronowe - innych cząstek stabilnych (oprócz mionów i neutrin)

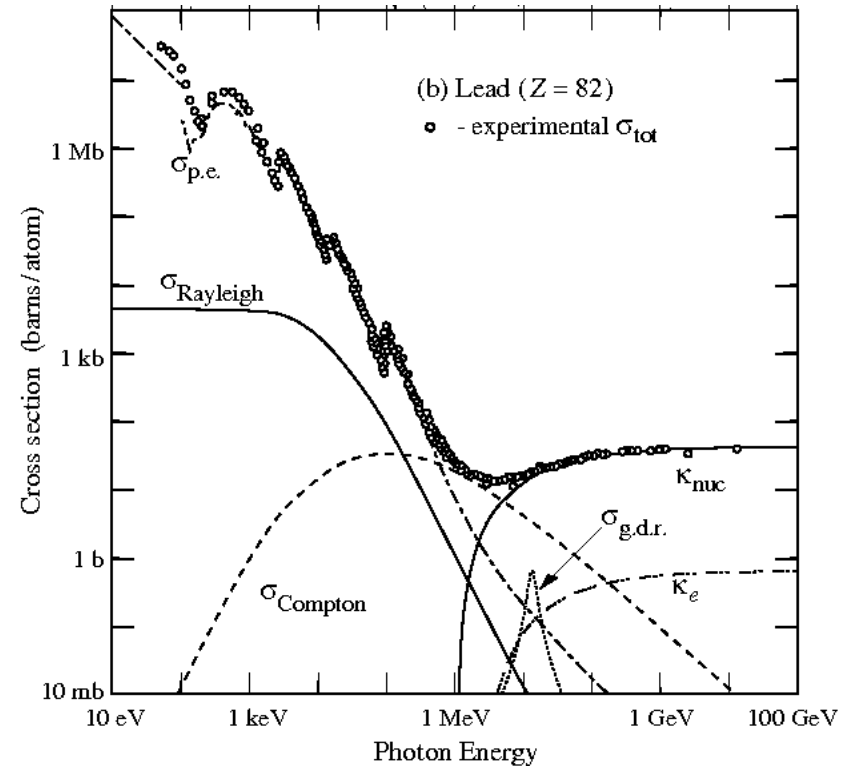
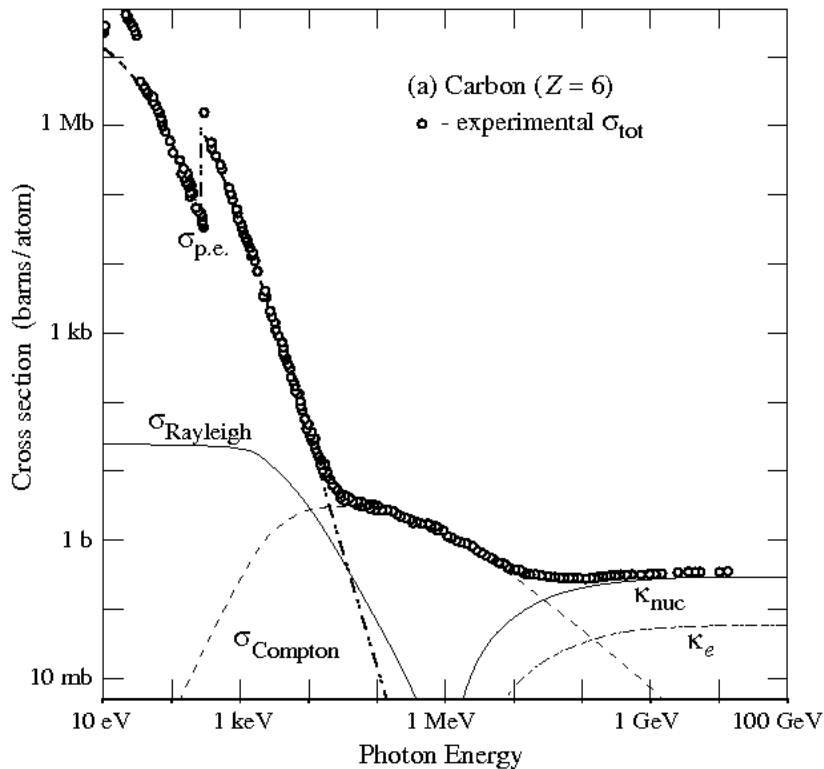
Kalorymetry

W eksperymentach kalorymetry naogół umieszczane są za detektorami śladowymi. Jedynymi cząstkami, które przelatują przez kalorymetry bez inicjowania kaskady są miony (i neutrino).



Fotony

Przekrój czynny na oddziaływanie z ośrodkiem w funkcji energii



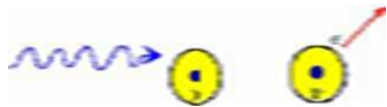
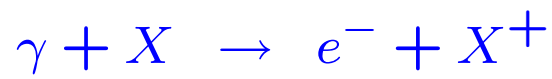
W obszarze małych energii dominuje efekt fotoelektryczny ($\sigma_{p.e.}$)

Dla energii rzędu 1 MeV istotny wkład od efektu Comptona ($\sigma_{Compton}$)

Dla energii powyżej ~ 10 MeV dominuje kreacja par e^+e^- w polu jąder (κ_{nuc})

Fotony

Efekt fotoelektryczny



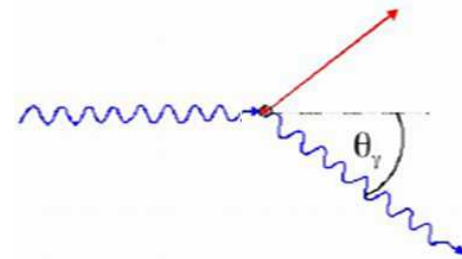
Dla $I_K < E_\gamma \ll m_e$ oczekujemy

$$\sigma_{p.e.} \approx \sqrt{\frac{32m_e^7}{E_\gamma^7}} \alpha^4 Z^5 \sigma_{th}$$

gdzie:

$$\sigma_{th} = \frac{8}{3} \pi r_e^2 = \frac{8\pi\alpha^2}{3m_e^2}$$

Efekt Comptona



W granicy dużych energii $E_\gamma \gg m_e$

$$\sigma_{Compton} \approx \frac{Z \pi \alpha^2}{m_e E_\gamma} \left[\ln \left(\frac{E_\gamma}{m_e} \right) + \frac{1}{2} \right]$$

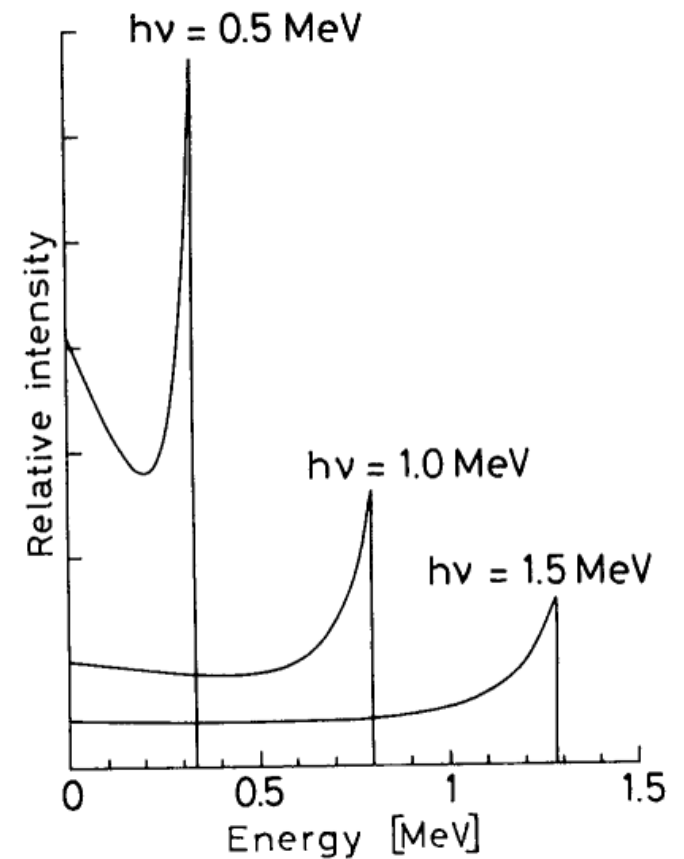
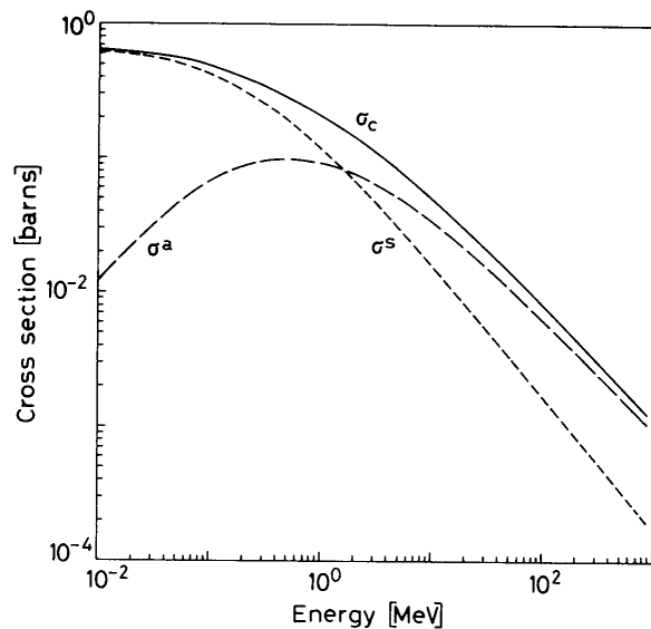
Fotony

Efekt Comptona

W obszarze małych energii straty energii fotonu są znikome - rozpraszanie elastyczne.

Straty energii dominują dla $E > 2\text{MeV}$

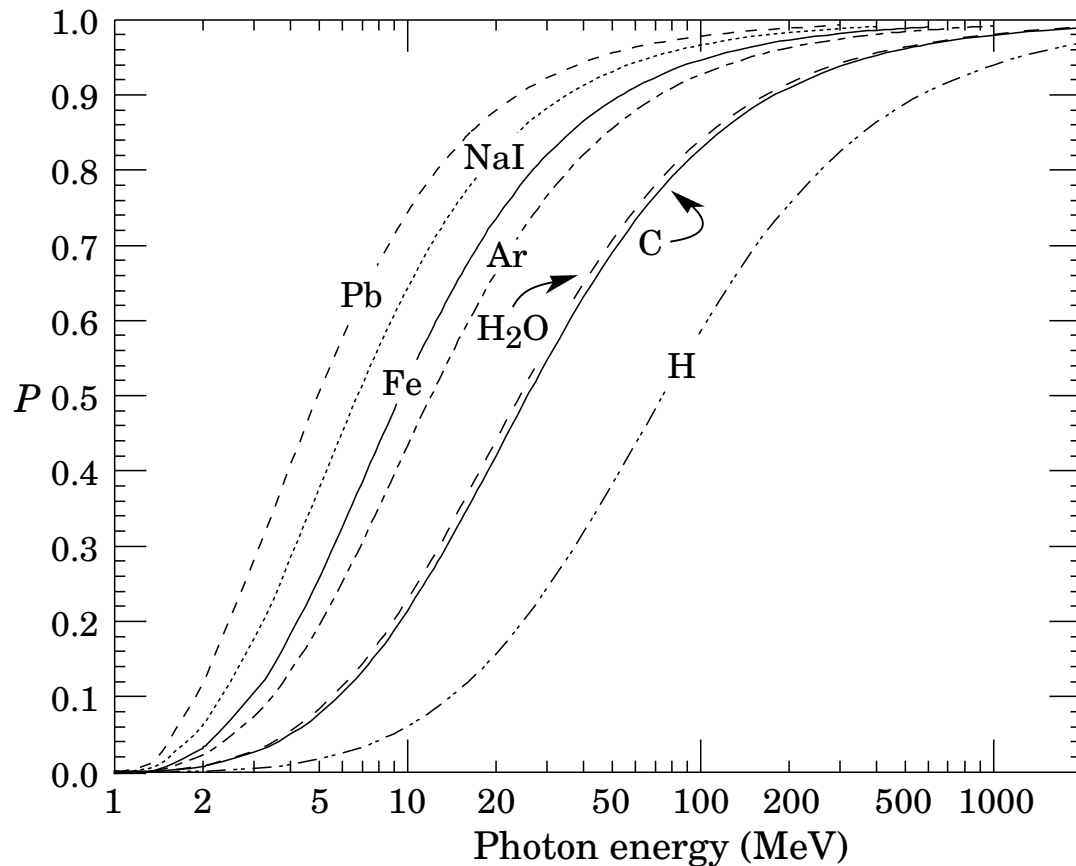
Rozkład energii elektronów:



Fotony

Kreacja par

Prawdopodobieństwo, że w wyniku oddziaływania fotonu powstanie para e^+e^-



Powyżej ~ 1 GeV:

praktycznie wyłącznie kreacja par.

Dla niższych energii wkład produkcji par rośnie ze wzrostem Z

Fotony

Spadek intensywności wiązki

$$I(x) = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right)$$

λ - średnia droga swobodna:

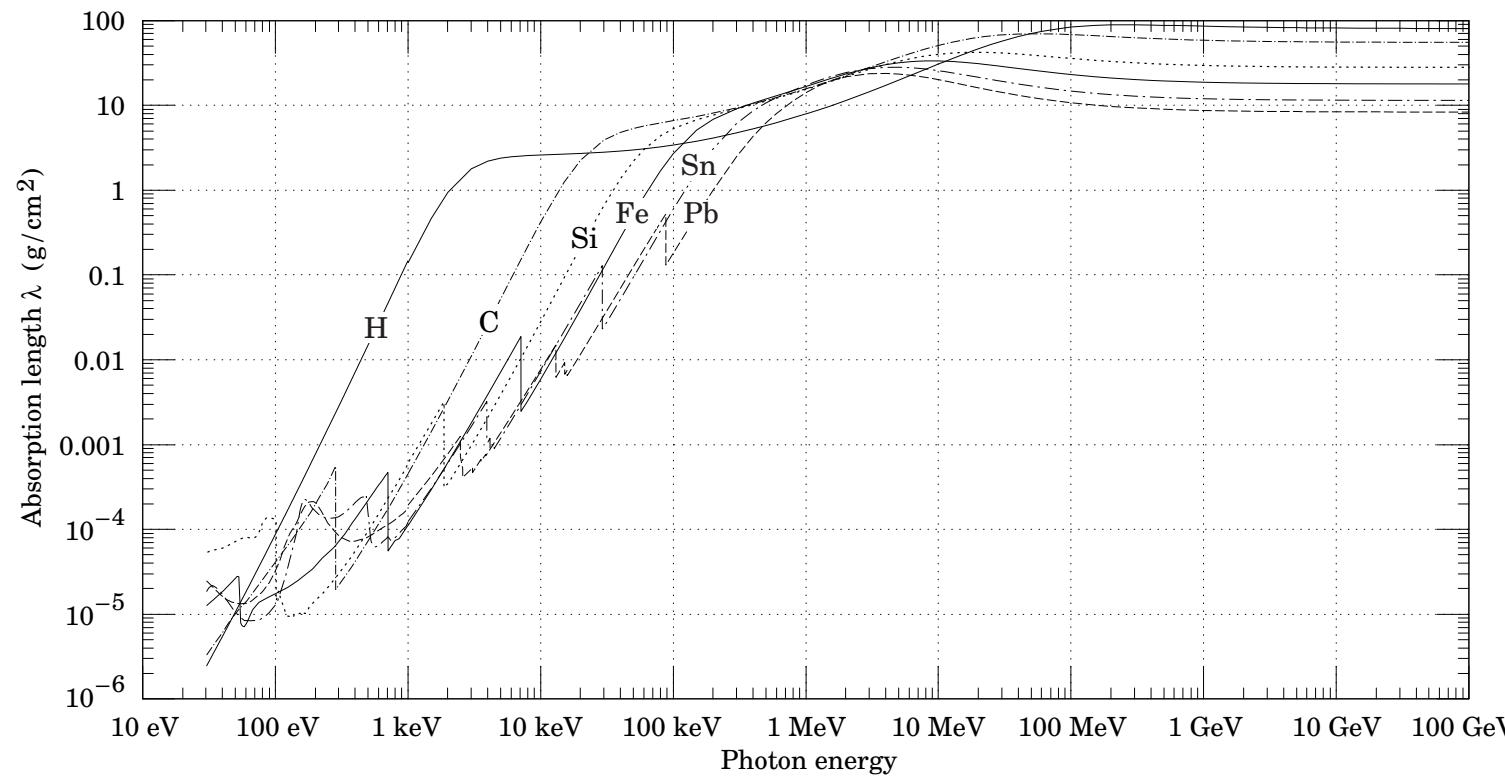
$$\lambda = \frac{1}{\sigma_{tot}} \cdot \frac{1}{n_a}$$

n_a - gęstość molekuł:

$$n_a = \frac{N_A \rho}{A}$$

W obszarze dużych energii
(dominuje kreacja par):

$$\lambda = \frac{9}{7} X_0$$



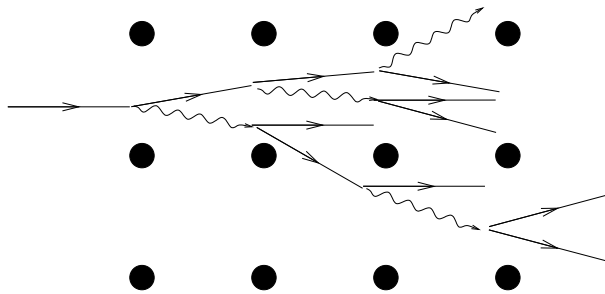
Kaskada E-M

Kaskada elektromagnetyczna

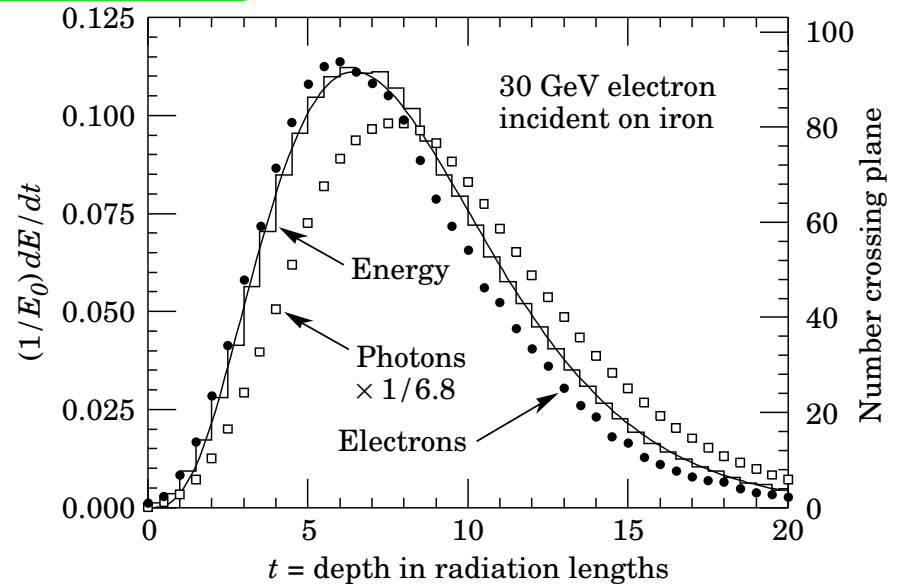
Wysokoenergetyczny foton wpadając w materię konwertuje na parę e^+e^-

Elektron w polu jąder emituje kolejne fotony, które znów konwertują...

Powstaje lawina cząstek, która powiela się tak długo jak $E_e > E_c$



Gdy energie elektronów spadną poniżej $E_c \Rightarrow$ starty jonizacyjne kaskada wygasa



Profil podłużny - rozkład Gamma:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)}$$

pozycja maksimum $[X_0]$

$$t_{max} = \frac{a-1}{b} \approx \ln \frac{E}{E_c} + C_j$$

$$C_\gamma = +0.5, C_e = -0.5$$

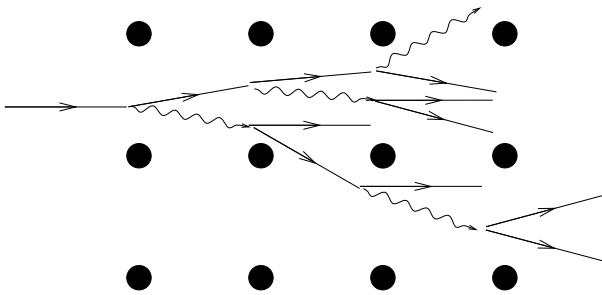
Kalorymetry

Kaskada elektromagnetyczna

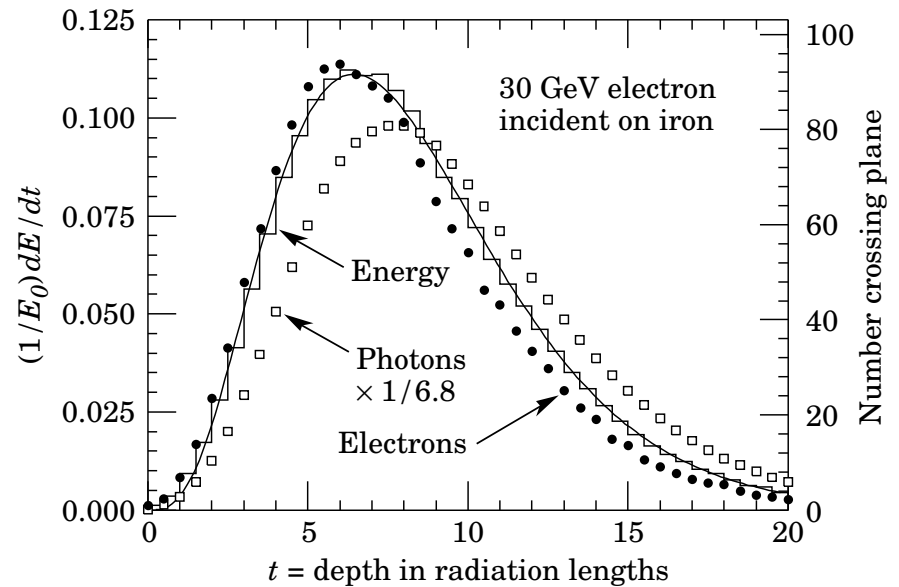
Wysokoenergetyczny foton wpadając w materię konwertuje na parę e^+e^-

Elektron w polu jąder emituje kolejne fotony, które znów konwertują...

Powstaje lawina cząstek, która powiela się tak długo jak $E_e > E_c$



Gdy energie elektronów spadną poniżej $E_c \Rightarrow$ starty jonizacyjne kaskada wygasa po ok. $20 - 30X_0$



Rozmiary podłużne kaskady: $\sim \ln \frac{E}{E_c}$

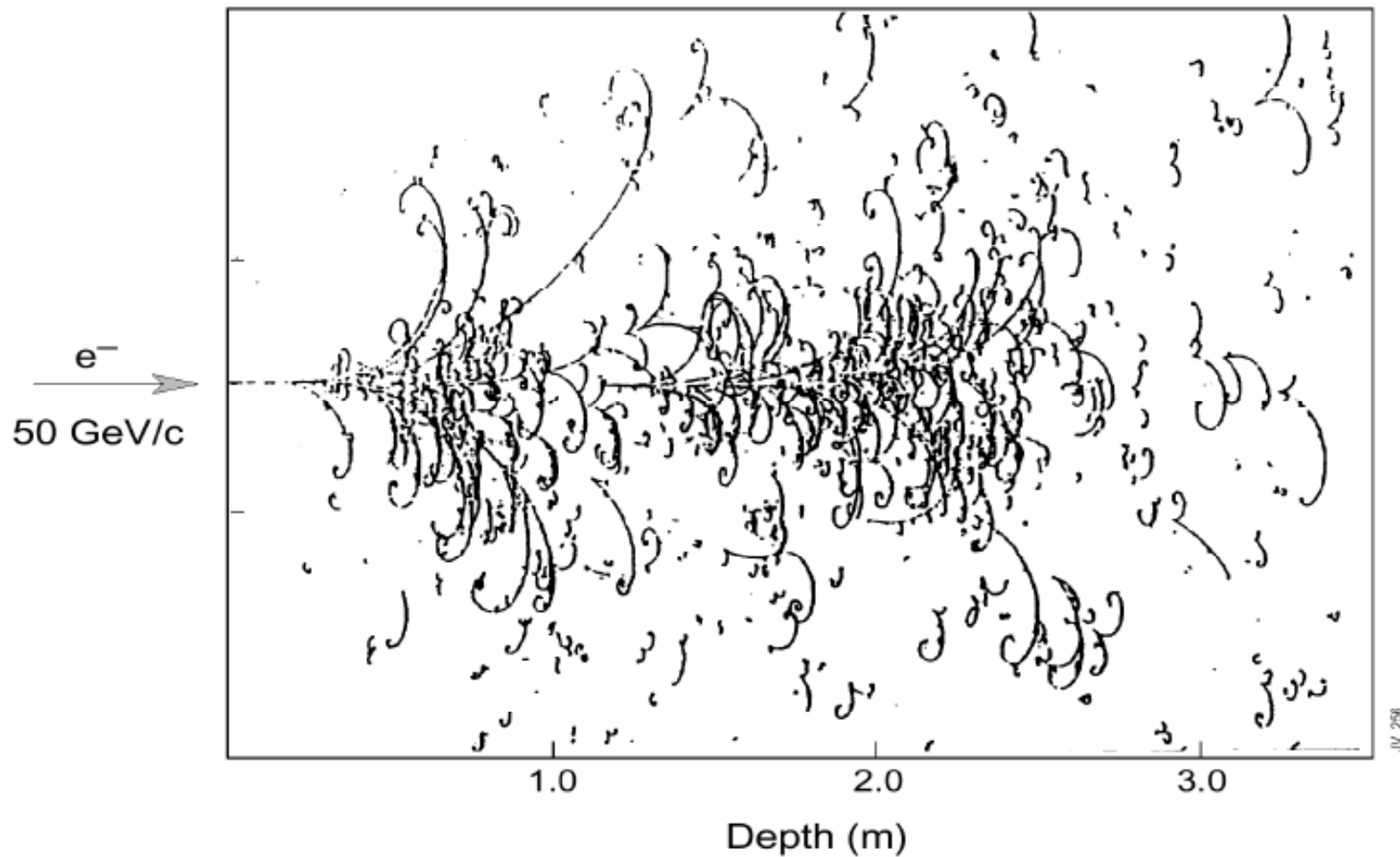
Rozmiary poprzeczne skalują się z tzw. "promieniem Molier":

$$R_M = \frac{21 \text{ MeV}}{E_c} X_0 \sim \frac{A}{Z} \text{ dla } Z \gg 1$$

75% strat energii kaskady w promieniu $1R_M$ od osi, 95% w $2R_M$, 99% w $3.5R_M$

Kalorymetry

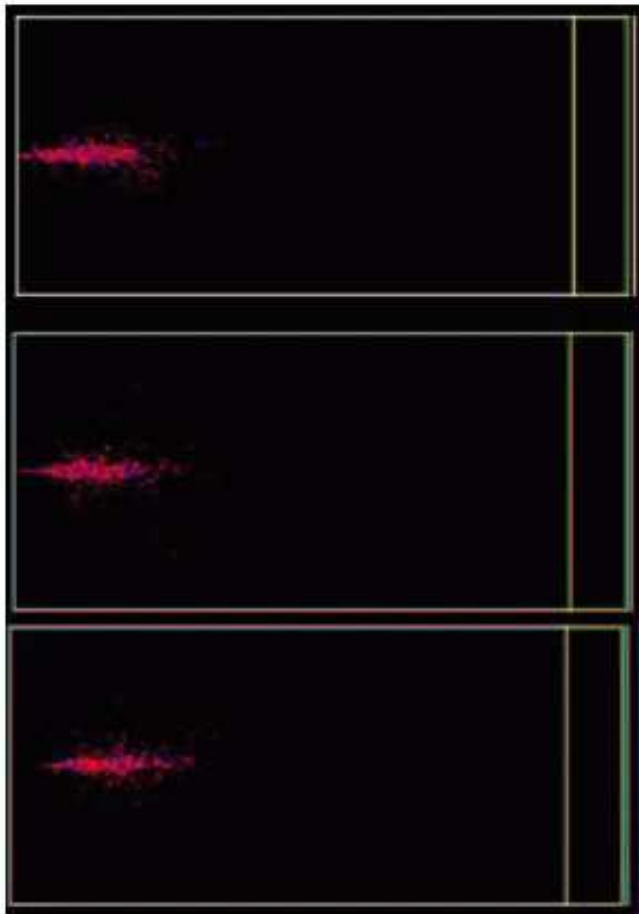
Kaskada elektromagnetyczna w komorze pęcherzykowej BEBC



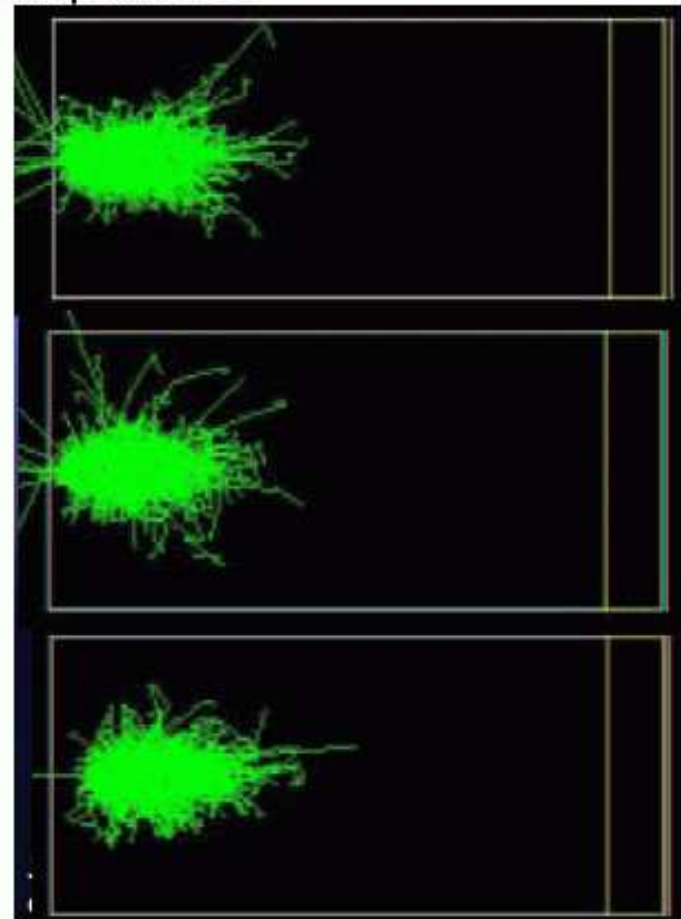
Kalorymetry

Wyniki symulacji **kaskady elektromagnetycznej** pochodzącej od 20 GeV fotonu

charged particles only



all particles



Kalorymetry

Kalorymetry elektromagnetyczne

Jeśli rozmiary bloku materii są odpowiednio duże cała energia cząstki początkowej zostaje zdeponowana w wyniku jonizacji ośrodka przez cząstki kaskady.

Istotą działania kalorymetru jest zamiana (części) depozytu w mierzalny sygnał.

Mierzyć można:

- jonizację ośrodka (całkowity depozyt energii!)
- scyntyłację ośrodka
- promieniowanie Czerenkowa

Możliwe dwa rozwiązania:

- kalorymetr jednorodny
jeden blok materiału (ew. podzielony na segmenty),
w którym rozwija się i mierzona jest kaskada
- kalorymetr próbkujący
absorber, w którym (głównie) rozwija się kaskada,
przekładany jest elementami aktywnymi mierzącymi sygnał

Kalorymetry

Ciekłe gazy szlachetne

Szczególny przypadek:

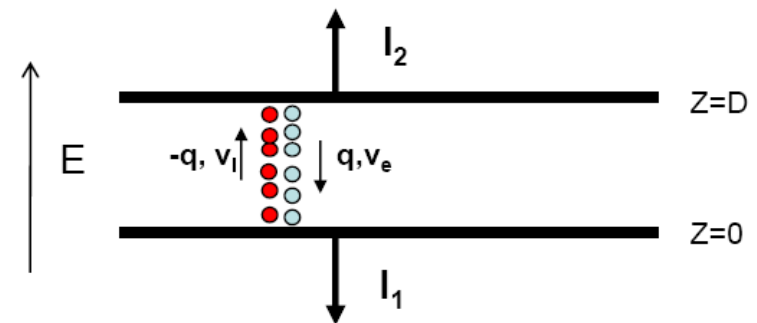
prawie połowa strat energii prowadzi do scyntytacji, druga połowa - jonizacja.

	Ar	Kr	Xe
Z	18	36	58
A	40	84	131
X_0 (cm)	14	4.7	2.8
R_M (cm)	7.2	4.7	4.2
Density (g/cm ³)	1.4	2.5	3.0
Ionization energy (eV/pair)	23.3	20.5	15.6
Critical energy ϵ (MeV)	41.7	21.5	14.5
Drift velocity at saturation (mm/ μ s)	10	5	3

Kr: gęsty \Rightarrow niewielkie rozmiary detektora

Ar: tani \Rightarrow duże układy detekcyjne
także kalorymetry próbkujące

Naogół wykorzystuje się pomiar jonizacji

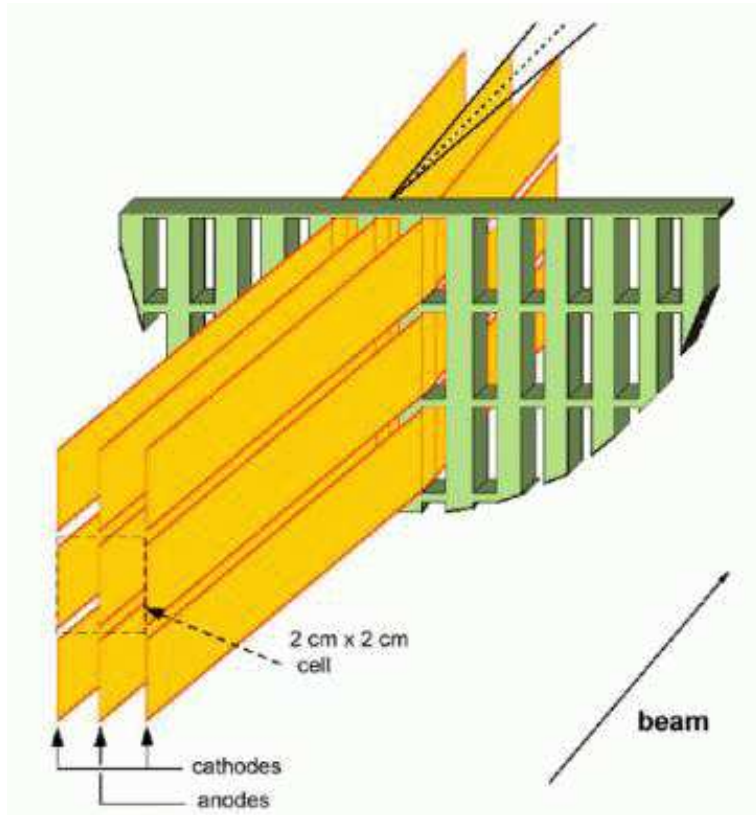


Pomiar zarówno jonizacji jak i światła
 \Rightarrow najdokładniejszy pomiar energii,
ale trudny do uzyskania

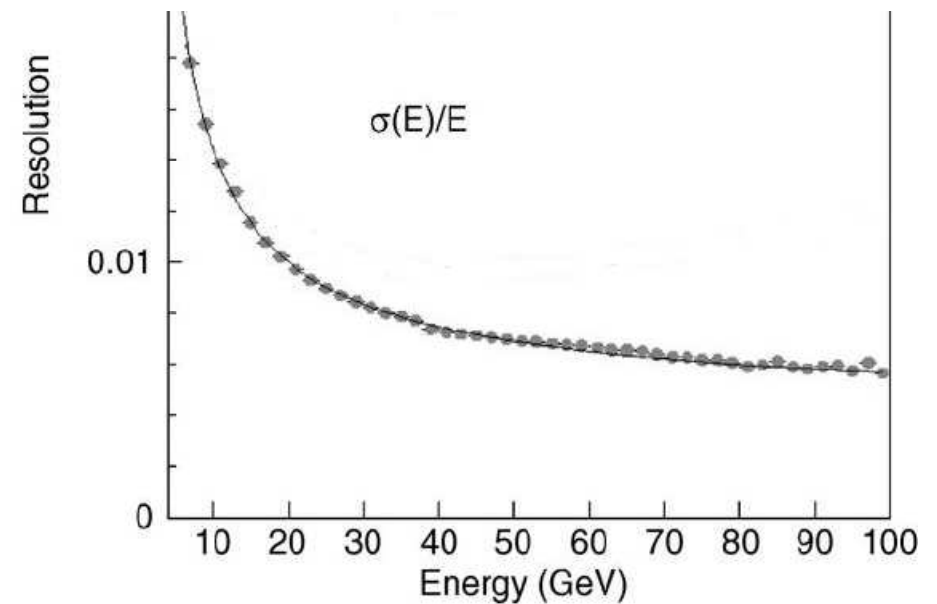
Kalorymetry

Ciekłe gazy szlachetne

Kalorymetr detektora NA48: ciekły krypton, cele $2 \times 2 \text{ cm}^2$, długość 125 cm ($27 X_0$)



Zdolność rozdzielcza w pomiarze energii:



Kalorymetry

Dokładność pomiaru

Względna dokładność pomiaru energii w kalorymetrze zależy od różnych czynników:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c$$

Poszczególne człony odpowiadają:

- **a**: fluktuacje statystyczne w rozwoju kaskady ($N \sim E \Rightarrow \sigma_N = \sqrt{N} \Rightarrow \sigma_E \sim \sqrt{E}$) oraz związane z mechanizmem odczytu
- **b**: szумы detektora i elektroniki odczytu
- **c**: niejednorodność odpowiedzi, interkalibracja kanałów, nieliniowość elektroniki, wpływy kaskady, itp.

Dla kalorymetru detektora NA48: energia E [GeV]

$$a = 3.5\% \quad b = 4\% \quad c = 0.42\%$$

dla dużych energii dominuje człon stały (**c**)

Kalorymetry

Kryształy

Innym materiałem często używanym w kalorymetrach jednorodnych są (scyntylujące) kryształy nieorganiczne.

Najczęściej wykorzystywane kryształy:

	NaI(Tl)	CsI(Tl)	CsI	BGO	PbWO ₄
Density (g/cm ³)	3.67	4.53	4.53	7.13	8.28
X_0 (cm)	2.59	1.85	1.85	1.12	0.89
R_M (cm)	4.5	3.8	3.8	2.4	2.2
Decay time (ns)	250	1000	10	300	5
slow component			36		15
Emission peak (nm)	410	565	305	410	440
slow component			480		
Light yield γ /MeV	4×10^4	5×10^4	4×10^4	8×10^3	1.5×10^2
Photoelectron yield (relative to NaI)	1	0.4	0.1	0.15	0.01
Rad. hardness (Gy)	1	10	10^3	1	10^5

Kalorymetry

Kryształy

Światło powstające w kryształach odczytywane jest najczęściej przez fotopowielacze (lub detektory krzemowe) mocowane bezpośrednio do ich powierzchni.

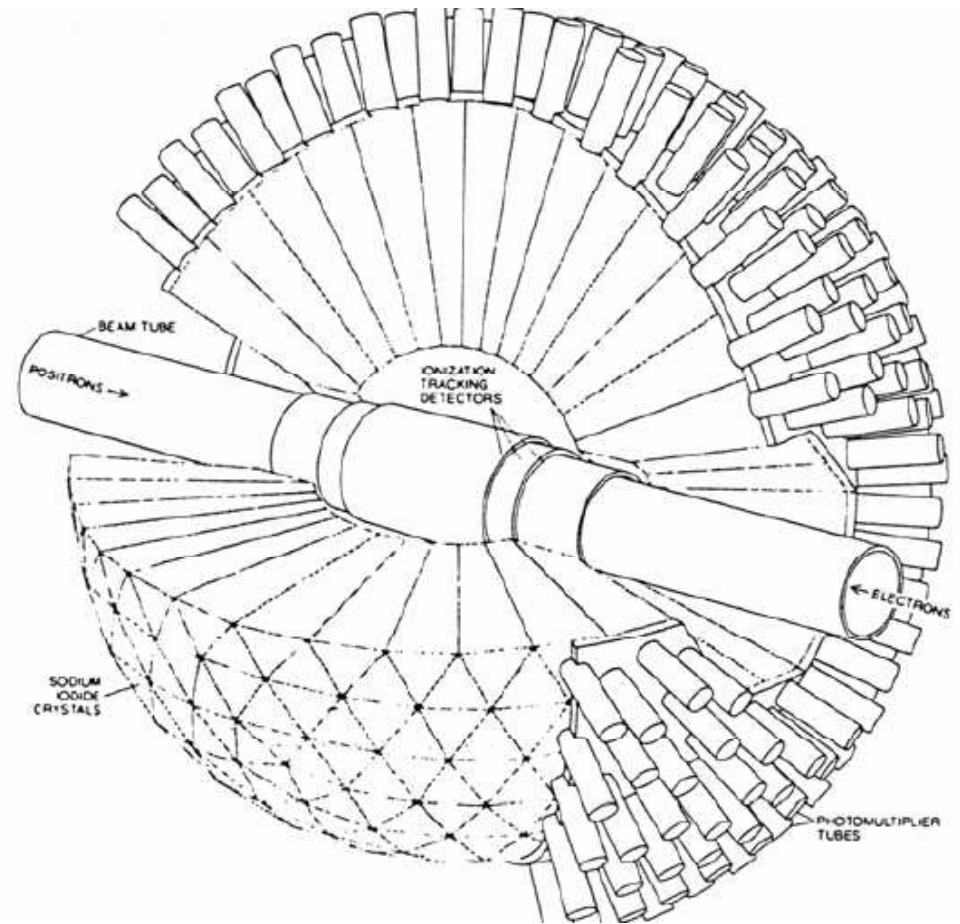
Detektor Cristal Ball (SLAC) ⇒

Odkrycie mezonu J/ψ (1974)

672 + 60 kryształów NaI(Tl)

pomiar energii fotonów 0.1-1 GeV

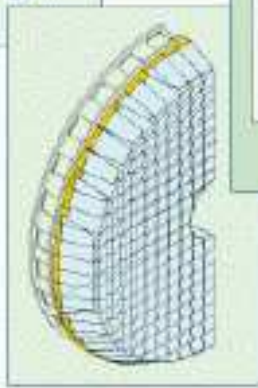
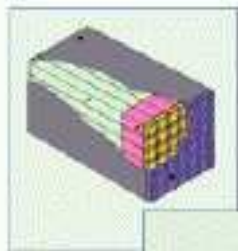
$$\frac{\sigma}{E} = 3.5 - 2.6\%$$



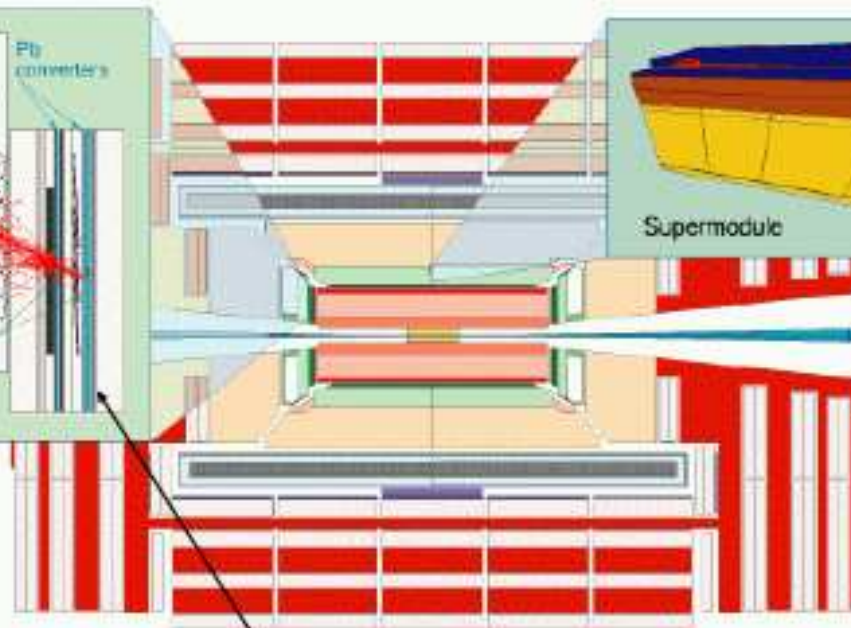
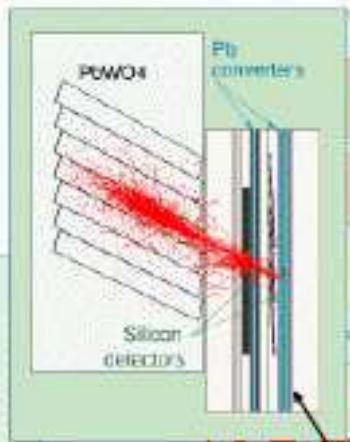
Kalorymetry

Kalorymetr EM detektora CMS

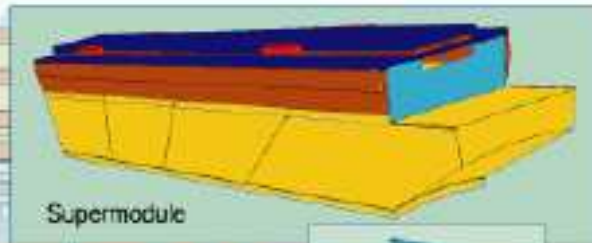
5x5 "supercrystal"



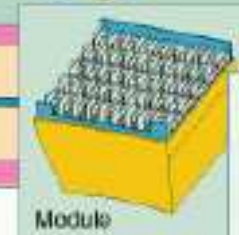
Endcap, readout with VPT



Preshower



Supermodule



Module



Sub module cooling in

Cooling Out
Absorber
Foam

Barrel, readout with APD

Kalorymetry

Kalorymetr EM detektora CMS

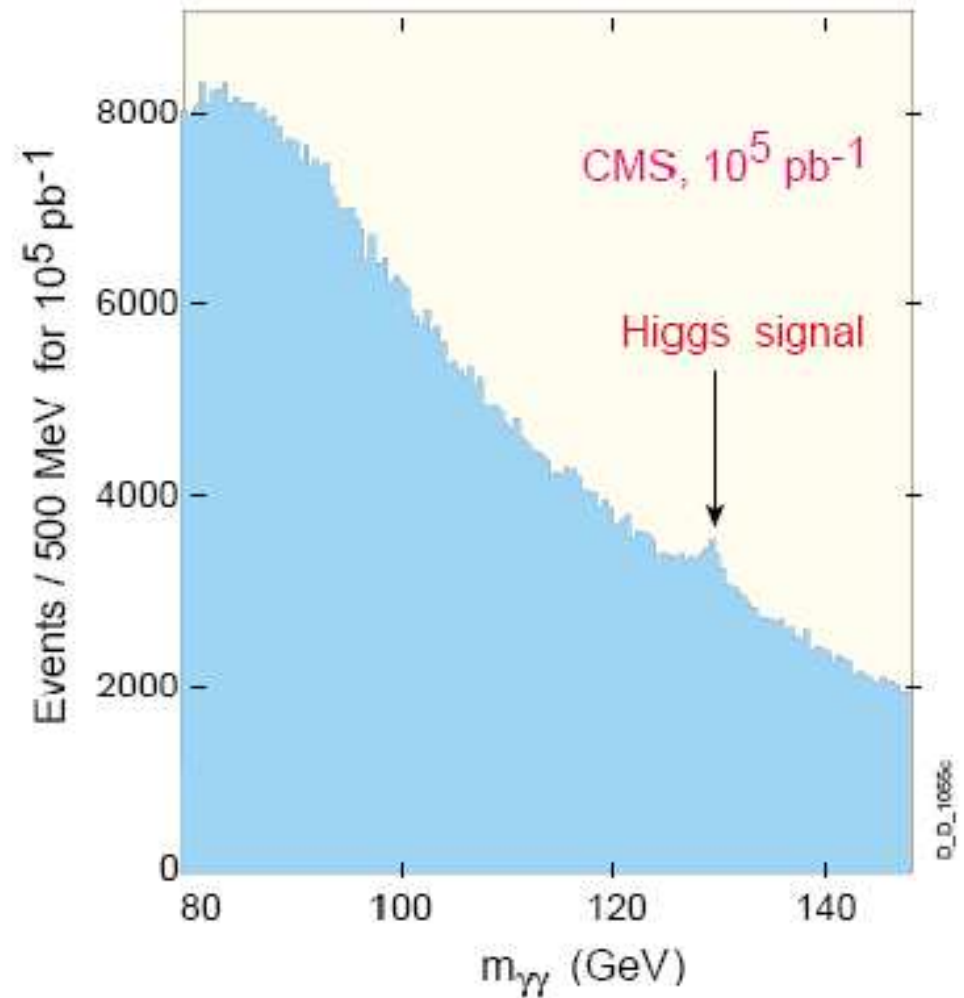
Łącznie 76 000 kryształów

Kryształ sekcji “do przodu”



Rozdzielczość kluczowa dla “wydobycia”
sygnału $h \rightarrow \gamma\gamma$

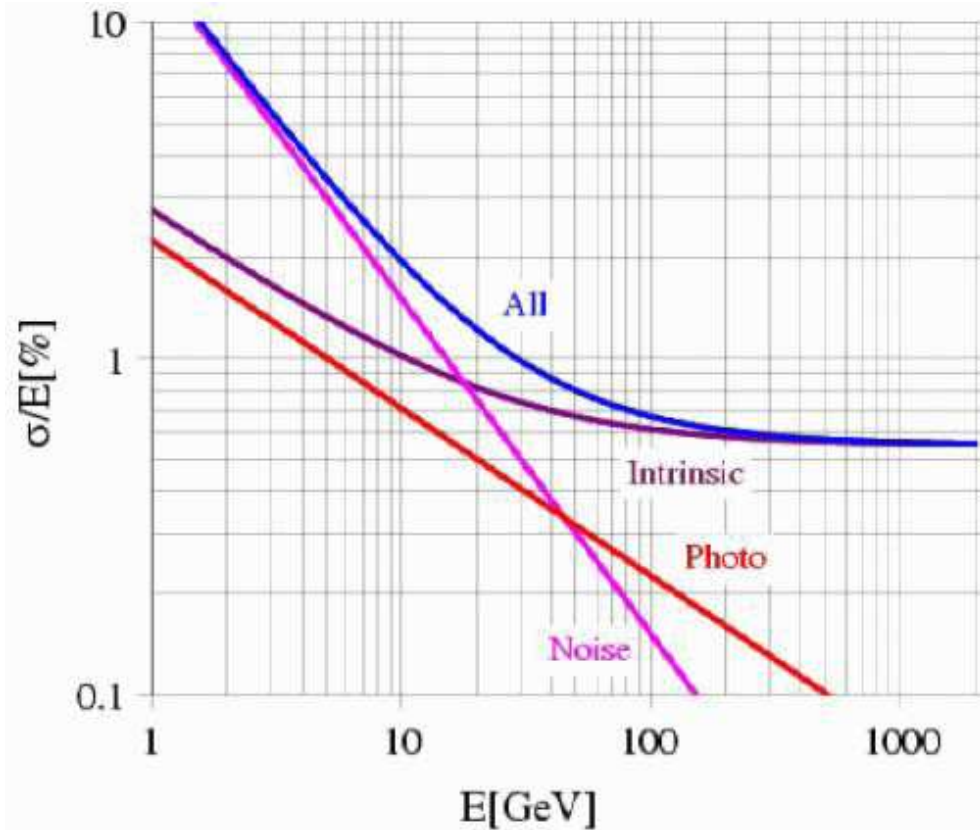
Główny kanał dla $m_h \sim 120\text{GeV}$



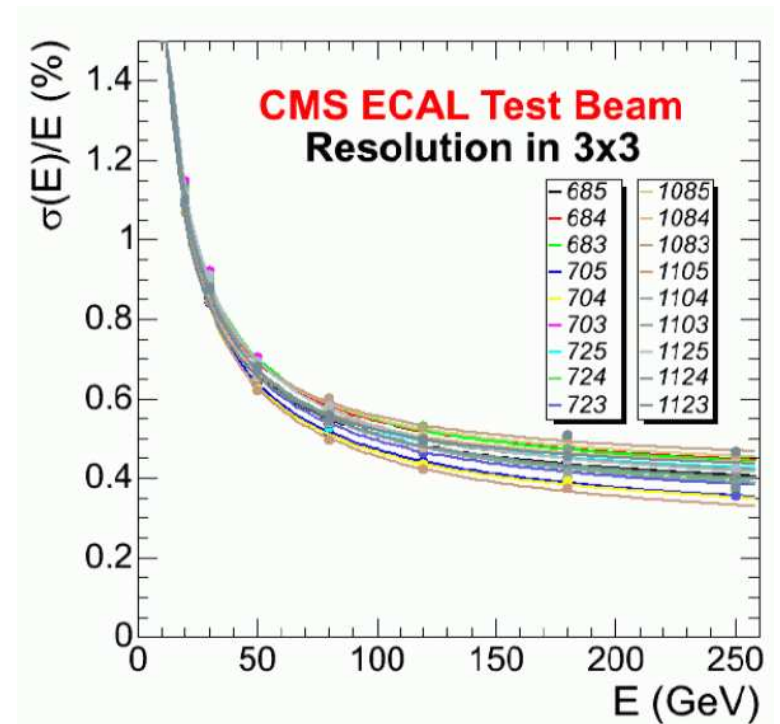
Kalorymetry

Kalorymetr EM detektora CMS

Rozdzielczość zakładana



Uzyskana w testach



Rozdzielczość rzędu 0.5% osiągnięta dla $E > 120\text{GeV}$

Kalorymetry

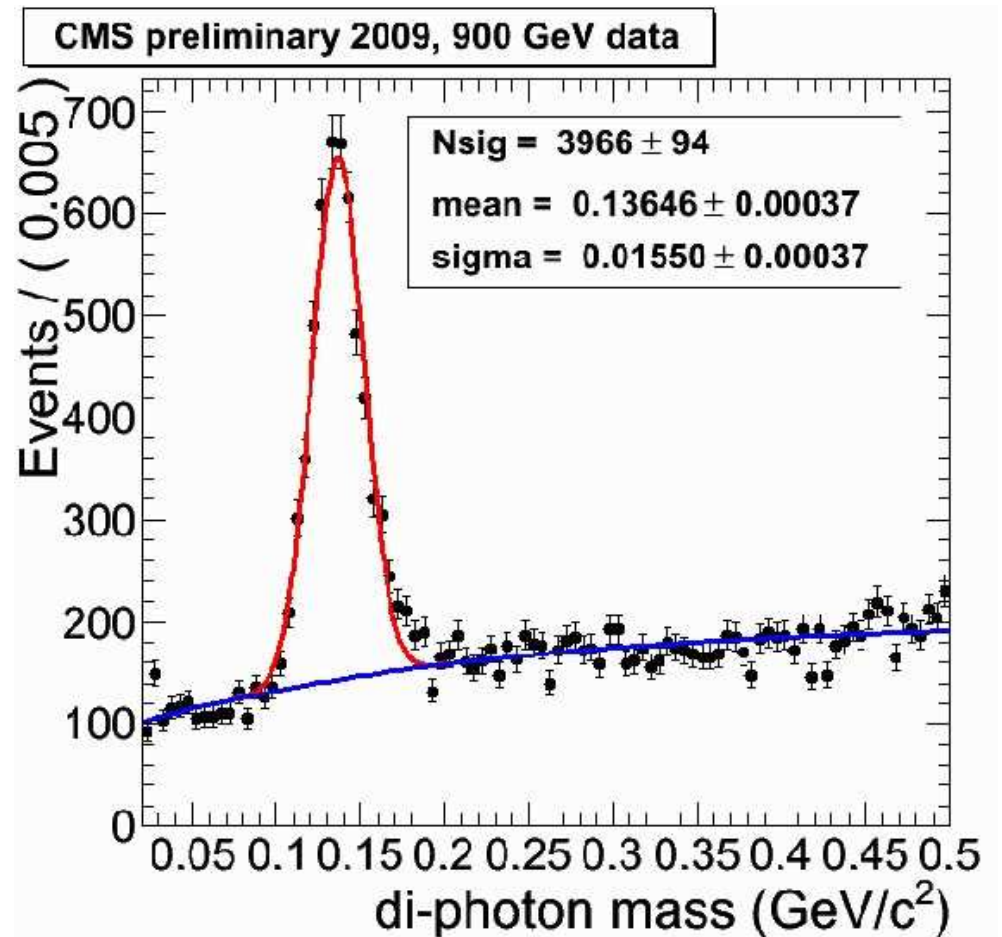
Kalorymetr EM detektora CMS

Pierwsze wyniki z LHC.

Dane 2009, $\sqrt{s_{pp}} = 900$ GeV.

Bardzo wyraźny sygnał $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$

Po zastosowaniu poprawki na straty sygnału związane z progiem detekcji ($E_{min} = 100$ MeV/kryształ): przesunięcie pozycji maksimum o ok. 20 MeV.



Kalorymetry

Kalorymetry jednorodne

Zdolności rozdzielcze typowych kalorymetrów jednorodnych w eksperymentach HEP

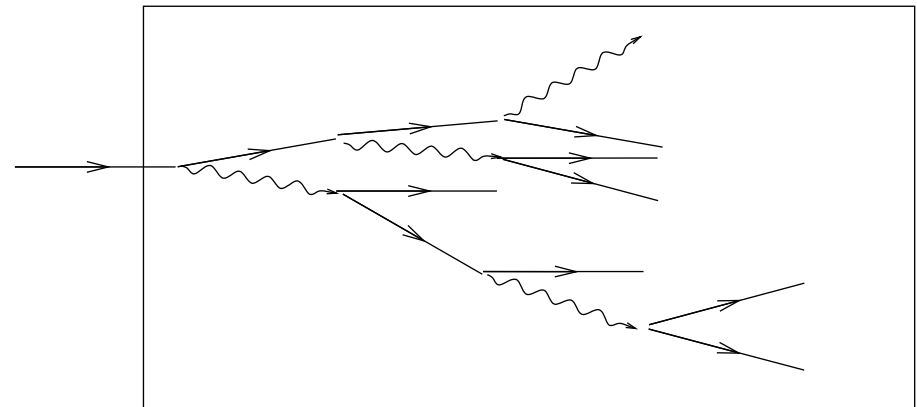
Technology (Exp.)	Depth	Energy resolution	Date
NaI(Tl) (Crystal Ball)	$20X_0$	$2.7\%/E^{1/4}$	1983
Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂ (BGO) (L3)	$22X_0$	$2\%/\sqrt{E} \oplus 0.7\%$	1993
CsI (KTeV)	$27X_0$	$2\%/\sqrt{E} \oplus 0.45\%$	1996
CsI(Tl) (BaBar)	$16\text{--}18X_0$	$2.3\%/E^{1/4} \oplus 1.4\%$	1999
CsI(Tl) (BELLE)	$16X_0$	1.7% for $E_\gamma > 3.5$ GeV	1998
PbWO ₄ (PWO) (CMS)	$25X_0$	$3\%/\sqrt{E} \oplus 0.5\% \oplus 0.2/E$	1997
Lead glass (OPAL)	$20.5X_0$	$5\%/\sqrt{E}$	1990
Liquid Kr (NA48)	$27X_0$	$3.2\%/\sqrt{E} \oplus 0.42\% \oplus 0.09/E$	1998

Kalorymetry

Kalorymetry jednorodne

Zalety:

- najlepsza zdolność rozdzielcza
cała deponowana energia zamieniana na sygnał
- wysoki poziomy sygnał
łatwy odczyt, niskie szумы



Wady:

- duże
- drogie
- pomiar tylko kaskad
elektro-magnetycznych

⇒ częściej wykorzystywanym w eksperymentach HEP rozwiązaniem są kalorymetry próbkujące